УДК 621.039

СТРУКТУРА РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЯДЕР ^{238}U И ^{232}Th И ЗАВИСИМОСТИ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

И.В. Шаманин, А.В. Годовых

Томский политехнический университет
E-mail: shamanin@k21.phtd.tpu.ru

Анализируются структуры резонансных областей в зависимостях сечений поглощения нейтронов от их энергии для четно-четных ядер ^{238}U и ^{232}Th. Теоретически обоснованы преимущества использования ^{232}Th в качестве сырьевого нуклида при изготовлении ядерного топлива перспективных реакторов. В результате анализа установлены причины возрастания значений отрицательного температурного эффекта реактивности и оптимального водно-топливного отношения в тепловых реакторах в случае использования торий содержащих ядерных топливных композиций.

Состояние вопроса

В работах [1, 2] было показано, что использование плутоний-ториевых топливных композиций приводит к значительному росту оптимального отношения объема воды (замедлителя) к объему топлива, что обеспечивает возможность изменения параметров конструкции тепловыделяющих сборок (ТВС) ядерных реакторов.

Определение спектра нейтронов и пространственного распределения нейтронного потока в численных экспериментах [1, 2] проводилось в 6-ти групповом приближении с использованием пакета прикладных программ V.S.O.P.(97) [3]. Структурная схема расчетного кода приведена на рис. 1.

Расчет спектра нейтронов проводился на базе кодов GAM-1 и THERMOS [3]. Код «THERMOS» представляет нейтронный спектр в 30-ти групповом приближении в энергетическом диапазоне от 2,05 до 10^{-5} эВ. Коды позволяют задавать в объеме активной зоны неограниченное количество спектральных зон с соответствующими типами спектров. Код GAM-1 представляет нейтронной спектр в 68-ми групповом приближении в энергетическом диапазоне от 10 до 0,414 МэВ. Групповые константы подготавливались в P1-приближении. При этом учитывались эффекты, обусловленные гетерогенностью, и фактор самоэкранировки. Сечения резонансного поглощения определялись для ^{232}Th, ^{238}U и ^{242}Pu на базе кода ZUT-DGL [4, 5]. Коэффициенты утечки нейтронов из спектральных зон определялись в процессе диффузионных расчетов.

Непосредственно перед нейтронно-физическими расчетами проводилась свертка 98 групп в 6 групп с энергетическими границами: 10,5...2,5 МэВ; 2,5...0,8 МэВ; 800...46,5 кэВ; 46,5...0,215 кэВ; 215...0,414 эВ; менее 0,414 эВ – эпитепловая и тепловая группы.

Предварительная процедура «гомогенизации» предполагает учет всех конструкционных элементов ТВС и активной зоны, а также наличие H_3BO_3 в воде первого контура. Это позволяет достаточно близко к условиям реального случая определить материальный состав во всех элементах расчетной области.

Обнаруженные в численных экспериментах эффекты указывают на возможность изменений конструкции ТВС, которые могут носить как частный,

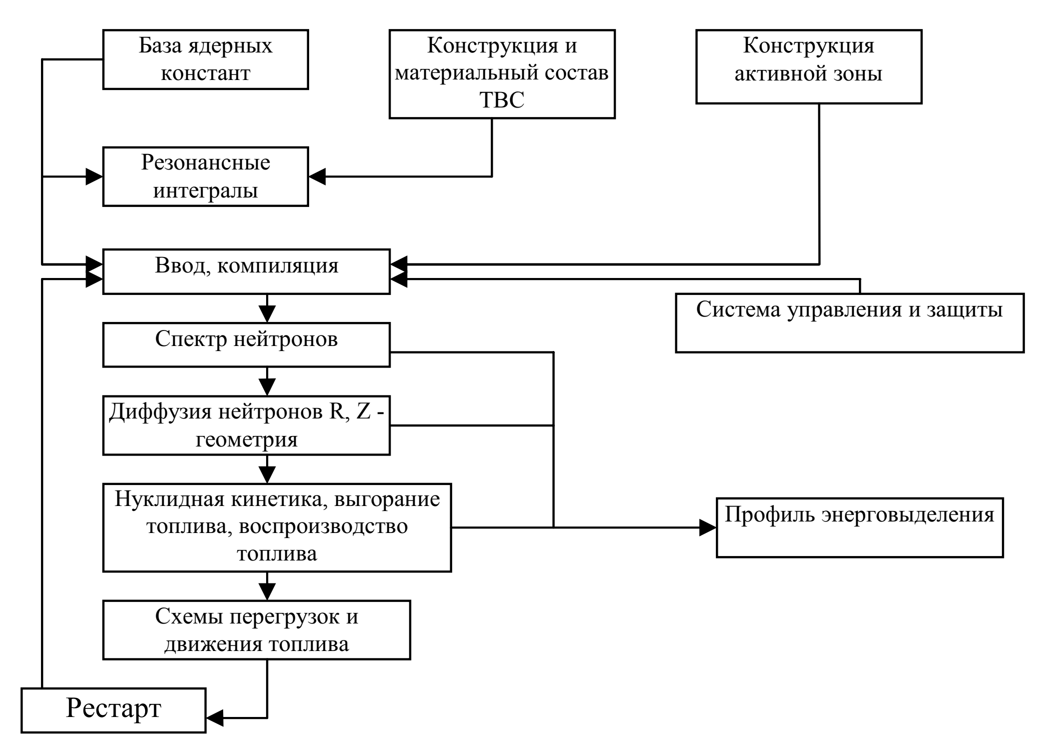


Рис. 1. *Структура пакета прикладных программ V.S.O.P.*

так и общий характер. Некоторые из них позволяют пересмотреть концепцию отвода тепла из активной зоны ядерных реакторов. Поскольку в работах [1, 2] преследовалась цель получить и описать интегральные параметры плутоний-ториевого цикла на базе легководного реактора под давлением, то в них не были подробно описаны физические детали двух установленных по интегральным характеристикам эффектов. Первый – это значительное смещение оптимума отношения объемов замедлителя и топлива при замене сырьевого нуклида ^{238}U на ^{232}Th, а второй – возрастание отрицательного температурного эффекта реактивности, вызванное особенностями проявления Доплер-эффекта на торий содержащих топливных композициях.

В данной работе анализируются особенности резонансных областей в зависимостях сечений поглощения нейтронов от энергии последних для сырьевых четно-четных нуклидов ^{238}U и ^{232}Th и, таким образом, определяются причины выше указанных эффектов.

Общие сведения

Четно-четные ядра $^{238}U_{92}$ альфа-радиоактивны, период их полураспада составляет $4{,}468\cdot10^9$ лет. В природной изотопной смеси изотопов урана содержится 99,2746 % изотопа ^{238}U. Четно-четные ядра $^{232}Th_{90}$ стабильны, а торий в природе на 100 % представлен этим изотопом. Четно-четные ядра «не делятся» тепловыми нейтронами, а испытывают лишь спонтанные деления без участия других частиц, так как являются нейтронно-избыточными [6].

Микроскопическое сечение поглощения в тепловой области энергий нейтронов для ядра ^{232}Th составляет около 12 *б* и заметно превосходит таковое для ^{238}U (2,7 *б*). В резонансной области энергий микросечение поглощения ^{232}Th значительно меньше сечения поглощения ^{238}U. В «быстрой» области значения микросечений поглощения ^{238}U и ^{232}Th близки, а в некоторых энергетических интервалах быстрой области сечение для ^{232}Th больше [7, 8].

С целью избежания неоднозначности при описании свойств ядер в различных интервалах энергии нейтронов следует изначально определиться с границами энергетических интервалов. Общепринятым является многогрупповое приближение, в котором весь диапазон энергий разбивается на 26 или 28 групп [7, 8]. 28-групповое приближение отличается тем, что в нем добавлены еще 2 «быстрых» энергетических интервала, которым соответствуют номера групп нейтронов «0» и «–1». Границы энергетических интервалов для групп, начиная с первой, как в 26-ти, так и в 28-групповом приближениях, идентичны. Последняя группа с номером «26» – это тепловая группа. Часто ей присваивают индекс «Т» вместо номера «26».

Резонансы в зависимостях сечения поглощения нейтронов, как для ^{238}U, так и для ^{232}Th расположены в энергетическом интервале, верхняя граница которого составляет 4,65 кэВ [9]. То есть, в группах, начиная с 13-й и заканчивая эпитепловыми. Наименьшее значение энергии, которому соответствует сильный резонансный максимум микросечения поглощения для ^{238}U, имеющий значение около 11 000 *б*, составляет около 7 эВ. Оно попадает в энергетический интервал, соответствующий группе с номером «21»: 4,65...10 эВ.

Резонансный интеграл в случае «бесконечного разбавления» ядер резонансного поглотителя является идеализированной характеристикой, но позволяет при ее использовании получать верные количественные характеристики при сопоставительном анализе нейтронно-физических процессов. Для ^{238}U его значение составляет около 280 *б*, а для ^{232}Th – около 90 *б* [10]. Эффективное значение резонансного интеграла можно представить в виде суммы двух слагаемых [11]. Анализ показывает, что первое из них представляет собой макроскопическое сечение поглощения среды. Его значение растет при уменьшении «разбавления», то есть с ростом концентрации ядер резонансного поглотителя. Второе слагаемое обратно пропорционально квадратному корню из значения концентрации ядер резонансного поглотителя и, таким образом, с ростом концентрации уменьшается. Так, например, при увеличении концентрации поглотителя в 4 раза первое слагаемое возрастет также в 4 раза, а второе – уменьшится в 2 раза. В целом, эффективное значение резонансного интеграла увеличивается при уменьшении «разбавления».

В случае если поглощающие ядра в лабораторной системе координат можно считать неподвижными, микроскопическое сечение поглощения на одиночном резонансе определяется формулой Брейта-Вигнера [12]:

$$\sigma(E) = \sigma_r \sqrt{\frac{E_r}{E}} \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \qquad (1)$$

где E – энергия нейтрона, σ_r – амплитуда и E_r – положение резонанса, Г – его полная ширина.

Тепловое движение ядер резонансного поглотителя вызывает изменение формы линии поглощения. Это изменение называется эффектом Доплера и состоит в следующем. Линия резонанса с ростом температуры становится более широкой, амплитуда резонанса падает, площадь линии поглощения не изменяется. Ширина «опасной энергетической зоны», в которой нейтрон может быть захвачен, из-за Доплер-эффекта увеличивается. При этом вероятность «проскочить» ее для нейтрона, который в процессах рассеяния на ядрах замедлителя теряет энергию и перемещается по энергетической шкале в тепловую группу, уменьшается.

Доплеровская ширина определяется соотношением:

$$\Delta = 2 \sqrt{\frac{m\, E_r\, kT}{M}}, \qquad (2)$$

где m – масса нейтрона, M – ядра резонансного поглотителя, k – постоянная Больцмана, T – температура.

Вероятности для нейтрона быть в ближайшем столкновении резонансно захваченным или рассеянным на ядре замедлителя находятся в отношении $(\sigma_{C_r} C_r)/(\sigma_{S_m} C_m)$ если исключить из рассмотрения все другие процессы. Здесь σ_C – микросечение поглощения, σ_s – рассеяния, C – концентрация ядер, индекс r – относится к резонансному поглотителю, m – к замедлителю. В работе Я.Б. Зельдовича (совместно с Ю.Б. Харитоном) [13] из выражения (1) выделен член, который при малых энергиях ведет себя как $E^{-1/2}$, для того чтобы соответствующее сечение учесть наряду с остальными, не имеющими резонансов. Остающаяся функция определяет только поглощение в резонансах. В комментариях редакции издательства «Наука» к работе Я.Б. Зельдовича и Ю.Б. Харитона [13] отмечено, что при решении уравнения для суммарной вероятности нейтрону быть замедленным, не подвергнувшись захвату в опасной резонансной области, получается, что вероятность избежать резонансного захвата определяется соотношением:

$$-\ln\varphi = \left(\frac{\pi}{2}\right)\sum_i \left(\frac{\Gamma_i}{E_{r_i}}\right)[\eta\sigma_s(1+\eta\sigma_s/\sigma_{r_i})/\sigma_{r_i}]^{-1/2}, \qquad (3)$$

где суммирование ведется по всем резонансам, i – номер резонанса, $\eta = C_m/C_r$.

Структура резонансной области в многогрупповом приближении

В табл. 1 и 2 приведены результаты свертки параметров резонансной области поглощения для ядер ^{238}U и ^{232}Th. Во всех других энергетических группах резонансным поглощением можно пренебречь.

В табл. 1 и 2 введены величины, характеризующие резонансное поглощение в энергетической группе. Это $\overline{\sigma}_r$, представляющее собой среднее арифметическое от микросечений поглощения в одиночных резонансах, находящихся в пределах соответствующей группы. По-существу, и в анализе, и в расчетах полагается, что в каждой группе находится один резонанс, резонансный максимум сечения поглощения в котором составляет $\overline{\sigma}_r$. Положение этого резонанса на шкале энергий нейтронов $\overline{E}_r$ соответствует середине энергетического интервала для группы. Ширина такого «усредненного» в пределах группы резонанса составляет $\overline{\Gamma}$. Величина 2ω входит как множитель в выражение (2), определяющее Доплеровскую ширину «усредненного» резонанса $\overline{\Delta}=2\omega\sqrt{T}$, и характеризует чувствительность резонанса к изменениям температуры, так как

$$\frac{d\overline{\Delta}}{dT} = \omega T^{-1/2}.$$

Чем больше значение ω, тем сильнее увеличивается ширина «опасной энергетической зоны» при том же росте температуры резонансного поглотителя.

Усреднение резонансных максимумов в пределах энергетической группы и «приведение» резонанса к середине энергетического интервала, соответствующего данной энергетической группе, вызывает «искусственное» увеличение энергетического интервала между отдельными резонансами.

***Таблица 1**. Характеристики резонансов ^{238}U*

Номер группы	Границы энергетического интервала, эВ	Номер резонанса	E_r, эВ	σ_r, б	0,5Г, эВ	$\bar{\sigma}_r$, б	$\bar{E}_r$, эВ	$\bar{Г}$, эВ	$2\omega = \left(\frac{mk\bar{E}_r}{M}\right)^{1/2}$, в системе СГСЕ
21	4,65...10,0	1	7	11000	0,7	11000	7,325	1,4	$5{,}21\cdot10^{-15}$
20	10,0...21,5	2	21	8000	1	8000	15,75	2,0	$7{,}65\cdot10^{-15}$
19	21,5...46,5	3	37	12000	1,5	12000	34,0	3,0	$1{,}12\cdot10^{-14}$
18	46,5...100	4	66	4500	1	2400	73,25	1,7	$1{,}65\cdot10^{-14}$
		5	81	300	0,7				
17	100...215	6	103	6000	1,25	2990	157,5	2,5	$2{,}42\cdot10^{-14}$
		7	117	2000	1				
		8	146	150	0,8				
		9	190	5000	2				
		10	209	1800	1,2				
16	215...465	11	237,5	800	1	472,857	340	2,28571	$3{,}55\cdot10^{-14}$
		12	273	600	1,5				
		13	293	350	1				
		14	348	1000	1,5				
		15	397,5	140	0,8				
		16	411	300	1				
		17	433	120	1,2				
15	465...1000	18	518	380	1	412	732,5	3,66667	$5{,}21\cdot10^{-14}$
		19	536	350	2				
		20	580	200	1,5				
		21	595	600	1,5				
		22	620	300	0,7				
		23	662	800	2				
		24	694	250	2				
		25	708	140	0,8				
		26	822	260	1,5				
		27	850	250	1,5				
		28	858	450	2				
		29	905	200	2				
		30	938	500	2				
		31	960	500	2,5				
		32	990	1000	4,5				
14	1000...2150	33	1055	200	2	268,611	1575	6,55556	$7{,}65\cdot10^{-14}$
		34	1110	100	2				
		35	1140	400	2,5				
		36	1168	200	2				
		37	1178	125	2				
		38	1195	210	2				
		39	1245	500	3,5				
		40	1394	350	3				
		41	1405	180	3				
		42	1474	150	2,5				
		43	1598	350	4				
		44	1622	500	4				
		45	1638	150	4				
		46	1662	250	3				
		47	1688	120	3				
		48	1755	100	3				
		49	1782	500	5				
		50	1975	450	8,5				
13	2150...4650	51	2022	225	3,5	165,625	3400	9,875	$1{,}12\cdot10^{-13}$
		52	2152	190	4				
		53	2186	340	6				
		54	2549	130	5,5				
		55	2559	100	4				
		56	2581	100	4,5				
		57	2598	140	6				
		58	2884	100	6				

***Таблица 2**. Характеристики резонансов ^{232}Th*

Номер группы	Границы энергетического интервала, эВ	Номер резонанса	E_r, эВ	σ_r, б	0,5Г, эВ	$\bar{\sigma}_r$, б	$\bar{E}_r$, эВ	$\bar{Г}$, эВ	$2\omega = \left(\frac{mk\bar{E}_r}{M}\right)^{1/2}$, в системе СГСЕ
21	4,65...10,0	–	–	–	–	–	–	–	–
20	10,0...21,5	–	–	–	–	–	–	–	–
19	21,5...46,5	1	22,5	1000	2	1000	34,0	4,0	$1{,}14\cdot10^{-14}$
18	46,5...100	2	60	1000	1,25	1000	73,25	4,25	$1{,}67\cdot10^{-14}$
		3	68	1000	3				
17	100...215	4	114	425	1	405	157,5	2,2	$2{,}45\cdot10^{-14}$
		5	121,5	600	1				
		6	129	200	0,5				
		7	171	600	1,5				
		8	193	330	1,25				
		9	199	275	1,35				
16	215...465	10	221,5	400	1,5	373	340	4,05	$3{,}60\cdot10^{-14}$
		11	251,5	375	1,5				
		12	263	250	1,5				
		13	286,5	350	1,5				
		14	306,5	275	1,5				
		15	328	800	2				
		16	342	400	2				
		17	365	325	3,75				
		18	402	180	1,5				
		19	463	375	3,5				
15	465...1000	20	489	350	3	196,25	732,5	4,75	$5{,}28\cdot10^{-14}$
		21	528	150	2,5				
		22	570	175	2				
		23	657	230	3				
		24	666	100	2				
		25	687	200	2				
		26	714	125	2				
		27	745	350	3				
		28	805	350	4				
		29	890	100	1,5				
		30	945	100	2				
		31	995	125	1,5				
14	1000...2150	32	1010	125	2,5	122,5	1575	6,2	$7{,}74\cdot10^{-14}$
		33	1248	130	2,5				
		34	1292	100	2,5				
		35	1353	100	2				
		36	1397	125	3				
		37	1426	105	2,5				
		38	1520	115	5				
		39	1589	150	3,5				
		40	1630	175	5				
		41	1960	100	2,5				
13	2150...4650	42	2285	105	3,5	108,3333	3400	7,66667	$1{,}14\cdot10^{-13}$
		43	2508	110	4				
		44	2732	110	4				

Точность определения параметров гомогенного блок-эффекта при этом практически не изменяется. Параметры гетерогенного эффекта при этом определяются с точностью не хуже 2 % – резонансное поглощение незначительно занижается.

Резонансные поглотители ^{238}U и ^{232}Th в сравнении

Анализ структуры резонансной области в многогрупповом приближении показывает, что у ^{232}Th резонансы (по сравнению с ^{238}U) отсутствуют в двух эпитепловых группах 21 и 20, то есть в энергетических интервалах 4,65...10,0 и 10,0...21,5 эВ, соответственно. ^{238}U имеет 8 мощных резонансов, расположенных в группах, начиная с 21-й по 17-ю. Это обеспечивает большие значения максимумов сечений поглощения в «усредненных резонансах», расположенных в этих группах. ^{232}Th характеризуется наличием большого количества резонансных линий с относительно небольшим максимумом сечения поглощения, а расположены они в интервале энергий 20...4050 эВ. Следует отметить, что До-

плер-эффект на ядрах ^{232}Th проявляется значительнее. Об этом свидетельствует сравнение значений в энергетических группах, начиная с 19-ой. Сама доплеровская ширина резонансов для ядер ^{232}Th превосходит таковую для ^{238}U в интервале температур 293...1093 K в среднем на 1,3 %. В совокупности, это обеспечивает превосходство Доплер-эффекта на отдельном ядре ^{232}Th почти на 1,6 % по сравнению с ^{238}U.

Изменение значения сечения ядерной реакции на 1...2 % для специалиста в области физики атомного ядра и элементарных частиц не представляет интереса. Как правило, это изменение меньше, чем погрешность определения сечения в экспериментах. Но если говорить о физике ядерных реакторов, то такое изменение более чем существенно.

Достаточно напомнить, что общий запас реактивности ядерного реактора составляет всего 10...15 %, а эффективная доля запаздывающих нейтронов в таком реакторе не превышает 0,7 %. Ядерным реактором можно управлять только тогда, когда эффективный коэффициент размножения в нем превосходит единицу на величину меньшую эффективной доли запаздывающих нейтронов.

При нормальной эксплуатации ядерного реактора правилами ядерной безопасности допускаются отклонения эффективного коэффициента размножения (в сторону, большую единицы) в десятые доли процента.

Таким образом, присутствие в активной зоне реактора резонансного поглотителя, который одновременно является сырьевым нуклидом, с преимуществами в части проявления на нем Доплер-эффекта в 1...2 % делает ядерный реактор более безопасным.

Как уже было отмечено, эффект Доплера вызывает уменьшение резонансного максимума. Для ^{232}Th, в целом по энергетическим группам, это уменьшение гораздо меньше. Особенно показательной является 16-я энергетическая группа. В табл. 3 приведены значения функции для ядер ^{238}U и ^{232}Th, которая характеризует отношение резонансного максимума при температуре к максимуму при температуре 273,3 K. Значения определяются в рамках формализма, изложенного в [12].

Итак, можно констатировать, что увеличение температуры вызывает больший рост ширины «опасной энергетической зоны» при меньшем снижении резонансного максимума на ядрах ^{232}Th. Площадь под линией резонанса остается прежней, но изменяется форма линии. Она описывается функцией:

$$\Psi(x,\zeta)=\frac{\zeta}{2\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\exp[-\frac{1}{4}\zeta^2(x-y)^2]}{1+y^2}dy,$$

где $x=2(E'-E_r)/\Gamma$; $\zeta=\Gamma/\Delta$; $E'=m'\upsilon^2/2$; $m'=mM/(m+M)$ – приведенная масса и $\upsilon=(2E/m)^{1/2}$ – скорость нейтрона.

Доплер-эффект на ядре ^{232}Th вызывает больший рост резонансного поглощения нейтронов по сравнению с ^{238}U, но основное преимущество ^{232}Th связано с отсутствием резонансов в 20-ой и 21-ой энергетических группах. Еще раз следует отметить, что у ^{238}U в этих группах расположены 2 мощных резонанса с максимумами микросечений поглощения около 8 000 и 11 000 *б*, соответственно.

Отсутствие резонансов у ^{232}Th в двух эпитепловых группах приводит к тому, что при замедлении нейтронов в торий содержащей среде возрастает значение плотности замедления нейтронов в энергетическом интервале, соответствующем сумме интервалов этих групп. Следовательно, возрастает плотность потока нейтронов в группах, начиная с 22-ой, вплоть до 26-ой – тепловой группы. Увеличение отношения концентрации ядер замедлителя к концентрации ядер топлива, в состав которого входит и сырьевой нуклид, вместе с отмеченным эффектом должно еще больше усиливать возрастание плотности потока нейтронов в группах 22–26(T) по сравнению с ^{238}U. По-существу увеличивается вероятность для нейтронов избежать резонансного захвата. Это вывод, полученный на качественном уровне, можно подтвердить аналитически.

Значение вероятности избежать вероятности резонансного захвата должно быть максимальным при определенном отношении объема замедлителя к объему резонансного поглотителя. Величина η в соотношении (3) обратно пропорциональна этому отношению. Таким образом, нахождение оптимального значения отношения объемов замедлителя и топлива сводится (в первом приближении) к определению экстремума функции $-\ln\varphi(\eta)$, которая описывается соотношением (3). Значение η, при котором выполняется равенство нулю производной $d\varphi/d\eta$, определяется соотношением:

$$\eta=\frac{1}{2}\cdot\frac{\sigma_{r_i}}{\sigma_s}.$$

Это значение является положительным корнем вытекающего из (3) трансцендентного уравнения.

Решение этого уравнения в случае, когда рассеяние происходит на ядрах водорода, а резонансное поглощение на ядрах ^{232}Th или ^{238}U, показывает что вероятность избежать резонансного захвата максимальна при отношениях концентраций ядер, указанных в табл. 4.

***Таблица 3**. Уменьшение амплитуды резонансов в 16-ой энергетической группе*

T, K	293	393	493	593	693	793	893	993	1093
^{232}Th	0,982835	0,977349	0,972027	0,966861	0,961839	0,956953	0,952196	0,947558	0,943035
^{238}U	0,952022	0,938197	0,925332	0,913293	0,901975	0,891295	0,88118	0,871573	0,862424

Таблица 4. *Оптимальное отношение концентрации ядер замедлителя к концентрации ядер резонансного поглотителя для энергетических групп нейтронов*

Номер группы	^{238}U	^{232}Th
21	270,93	–
20	197,04	–
19	295,57	24,63
18	59,11	24,63
17	73,64	9,98
16	11,65	9,19
15	10,15	4,83
14	6,62	3,02
13	4,08	2,67

Отношение концентраций ядер веществ обратно пропорционально отношению объемов, занимаемых единицей массы этих веществ. Из этого следует, что $C_m/C_r \sim (V_rA_r)/(V_mA_m)$, а оптимальное отношение объема замедлителя V_m к объему резонансного поглотителя V_r, который входит в состав топлива как сырьевой нуклид, определяется пропорцией:

$$\left(\frac{V_m}{V_r}\right)_{opt} \sim \frac{A_r}{A_m}\cdot\frac{2\sigma_s}{\sigma_r},$$

где A_r и A_m – атомные массы резонансного поглотителя и замедлителя, соответственно.

Из приведенных данных следует, что оптимальное отношение объема легководного замедлителя к объему топлива в случае торий содержащего топлива в 2...5 раз превосходит таковое для случая топлива, сырьевой нуклид в котором ^{238}U. Погрешность, вызванная использованием параметров «усредненных» резонансов, как было отмечено ранее, не превышает 2 %, что практически не влияет на данный результат.

Заключение

Структуры резонансной области поглощения нейтронов у нуклидов ^{238}U и ^{232}Th существенно отличаются как по интегральным, так и по дифференциальным характеристикам. Большее значение резонансного интеграла для ^{238}U обусловлено наличием в структуре его резонансной области 8 мощных резонансов и большими значениями (в среднем) отдельных резонансных максимумов по сравнению с ^{232}Th. В энергетических интервалах, соответствующих 20-ой и 21-ой энергетическим группам нейтронов, у ^{232}Th резонансы вообще отсутствуют, в то время как у ^{238}U в этих интервалах расположены резонансные максимумы сечений, составляющие около 8000 и 11000 *б*, соответственно. Доплеровская ширина у резонансов ^{232}Th больше, а снижение отдельных резонансных максимумов при увеличении температуры – меньше. Оптимальное отношение концентрации ядер замедлителя к концентрации ядер резонансного поглотителя, при котором вероятность избежать резонансного захвата для замедляющихся нейтронов максимальна, в случае ^{238}U значительно превышает таковое для ^{232}Th. Это приводит к тому, что оптимальное отношение объема замедлителя к объему топлива, содержащего резонансный поглотитель, в случае торий содержащих ядерных топливных композиций в несколько раз выше, чем в случае уранового топлива.

Структура резонансной области в зависимости сечения поглощения нейронов от энергии последних для сырьевого четно-четного нуклида ^{232}Th обеспечивает ему неоспоримые преимущества по сравнению с ^{238}U в части обеспечения безопасности ядерных реакторов на тепловых нейтронах, топливом которых являются торий содержащие композиции. Преимущества обусловлены тем, что торий, как резонансный поглотитель, обеспечивает большие значения отрицательных температурных коэффициентов реактивности, а смещение оптимума водно-топливного отношения в сторону больших значений позволяет пересмотреть привычные и общепринятые подходы при конструировании тепловыделяющих элементов и тепловыделяющих сборок ядерных реакторов. В частности, возможность увеличения отношения объема замедлителя к объему топлива создает предпосылки для создания активных зон, тепловая инерция которых значительно выше привычных значений. Большая тепловая инерция активной зоны стабилизирует интегральные нейтронно-физические параметры ядерного реактора в случае возникновения локальных неустойчивостей и нивелирует действие быстрого положительного мощностного эффекта реактивности при резких сбросах нейтронной мощности. Ядерные реакторы с топливом, в состав которого входит ^{232}Th как сырьевой нуклид, являются более безопасными по сравнению с реакторами, активная зона которых загружена урановым топливом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shamanin I.V., Ukhov A.A., Rutten H.-J., Haas K.A., Sherer W. The Use of (Th, U, Pu)O_2 Fuel in a Water Water Energy Reactor (WWER-1000): Physics and Fuel Cycle Simulation by means of the V.S.O.P. (97) Computer Code // Forschungszentrum Julich. FZJ – ISR – IB – 1/1999. – 40 p.
2. Шаманин И.В., Ухов А.А., Рюттен Г.-Й., Хаас К., Шерер В. Результаты моделирования параметров топливного цикла для водо-водяного энергетического реактора // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2000. – № 4. – С. 53–64.
3. Rutten H.-J., Haas K.A., Brokman H., Ohlig U., Sherer W. V.S.O.P. (97) Computer Code System for Reactor Physics and Fuel Cycle Simulation. Input Manual and Comments // Forschungszentrum Julich. Jul. – 3522/1997. – 160 p.
4. Nordheim L.W., Kuncir G.F. A Program of Research and Calculations of Resonance Absorptions // General Atomic. GA-2527/1977. – 132 p.
5. Breitbarth R., Teuchert E. Resonanzintegralberechnung fuer merfach heterogene Anordnungen // Kernforschungsanlage Juelich. Juel-551-RG/1977. – 54 p.

6. Радиационный захват нейтронов: Справочник / Т.С. Беланова, А.В. Игнатюк, А.Б. Пащенко, В.И. Пляскин. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 248 с.
7. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1964. – 140 с.
8. Групповые константы для расчета реакторов и защиты: Справочник / Л.П. Абагян, Н.О. Базазянц, А.М. Цибуля. Под ред. М.Н. Николаева. – М.: Атомиздат, 1981. – 231 с.
9. JENDL-3.2 DATA BASE, Plots & Data: CD TM-J058, OP792A, IFPI L303. – Japan Atomic Energy Research Institute. Nuclear Data Center, 1997 JAERI.
10. Мурогов В.М., Троянов М.Ф., Шмелев А.Н. Использование тория в ядерных реакторах. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 96 с.
11. Галанин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. – М.: Изд-во Главного управления по использованию атомной энергии, 1959. – 383 с.
12. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. Некоторые вопросы теории ядра. – М.: Гостехиздат, 1950. – 316 с.
13. Зельдович Я.Б. Избранные труды. Частицы, ядра, Вселенная. – М.: Наука, 1985. – 464 с.

УДК 620.179